

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НА ЭВМ ХАРАКТЕРИСТИК IMPATT-ГЕНЕРАТОРОВ

К. М. ДАТИЕВ

Северо-Кавказный Горнометаллургический Институт,
Факультет электронной техники, г. Орджоникидзе, СССР

(Поступило в редакцию в 19 апреля 1979 г.)

В статье изложен метод расчета характеристик IMPATT-генераторов, основанный на численном решении уравнений сохранения заряда совместно с уравнением Пуассона. Результаты моделирования на ЭВМ позволяют за малое время и с хорошей точностью получить информацию об основных характеристиках генераторов.

Введение

Теоретическому анализу высокочастотных характеристик лавинно-пролетных диодов посвящены работы как советских, так и зарубежных авторов.

Аналитический метод решения задачи позволяет, при использовании ряда допущений, просто и эффективно определять характеристики IMPATT-диода [1, 2]. В работах авторов [3, 4] наряду с аналитическими методами расчета диодов используются методы численного анализа, позволяющие решать широкий круг задач, связанных с проектированием твердотельных генераторов.

Несмотря на трудности, связанные со сложностью численных моделей и с необходимостью длительного счета на ЭВМ, использование моделей численного анализа перспективно, так как позволяет избавиться от упрощений, свойственных аналитическим методам и учесть основные факторы, влияющие на работу приборов.

В данной работе изложен простой и легкий метод для машинной реализации численного метода решения исходной дифференциальной системы уравнений, позволяющий рассчитать динамические характеристики прибора, приведены результаты некоторых расчетов.

В основе анализа работы полупроводниковых приборов лежит совместное решение уравнений сохранения заряда, уравнения Пуассона и уравнения полного тока.

Для одномерного случая система имеет вид:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \left(\frac{\partial I_n}{\partial x} + \alpha_p I_p + \alpha_n I_n \right)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{q} \left(\frac{\partial I_p}{\partial x} + \alpha_p I_p + \alpha_n I_n \right)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q}{\varepsilon} (N_g - N_a + p - n) \quad (1)$$

$$I(t) = I_p + I_n + \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t}$$

$$I_n = qnV_n$$

$$I_p = qpV_p,$$

где n, p — концентрация электронов и дырок соответственно

N_g, N_a — концентрация донорных и акцепторных ионов примеси соответственно

V_n, V_p — скорости электронов и дырок соответственно

I_n, I_p, I — плотность электронного, дырочного и полного тока соответственно

E — напряженность электрического поля

α_n, α_p — коэффициенты ударной ионизации для электронов и дырок

q — абсолютное значение заряда электрона

ε — диэлектрическая проницаемость.

Система решается для активной области пространственного заряда ИМ-РАТТ диода в предположении, что на выводы диода синусоидальное напряжение, наложенное на постоянное смещение

$$U(t) = V_0 + V_1 \sin \omega t \quad (2)$$

Граничное условие для управления Пуассона определяется условием

$$U(t) = \int_{x_3}^{x_g} E(x, t) dx \quad (3)$$

где x_3 и x_g — левая и правая границы активной области, задавались либо неподвижными (для проколотых структур), либо определялись из условия равенства нулю напряженности в этих точках. Знаки в исходной системе выбраны так, что электроны движутся слева направо, а дырки справа налево, так что в качестве граничных условий для уравнений сохранения заряда можно взять

$$n(x_3, t) = n_0 \quad p(x_g, t) = p_0 \quad (4)$$

а начальными условиями могут быть

$$n(x, 0) = n_0 \quad p(x, 0) = p_0 \quad (5)$$

где n_0 и p_0 — малые концентрации носителей, обеспечивающие обратные токи в предпробойном режиме.

Решением исходной системы уравнений являются пространственно-временные зависимости дырочного и электронного токов и полного тока цепи в зависимости от падения напряжения на переходе. Гармонический анализ этих величин дает значение мощности, отдаваемой в нагрузку, активной и реактивной составляющих проводимости.

Поскольку исходная система уравнений в частных производных нелинейна, аналитическое решение задачи возможно лишь при использовании некоторых допущений.

Для численного анализа данной системы использовался метод конечных разностей [5].

Ниже в конечно-разностной форме представлена нормированная система уравнений (напряженность включает в себя сомножитель ε а все концентрации включает в себя сомножитель q):

$$\begin{aligned}\frac{n_i^j - n_i^{j-1}}{\tau} &= \frac{I_{n_i+1}^{j-1} - I_{n_i}^{j-1}}{h} + \alpha_p(E) I_p^{j-1} + \alpha_n(E) I_{n_i}^{j-1} \\ \frac{p_i^j - p_i^{j-1}}{\tau} &= \frac{I_{p_i-1}^{j-1} - I_{p_i}^{j-1}}{h} + \alpha_p(E) I_{p_i}^{j-1} + \alpha_n(E) I_{n_i}^{j-1} \\ \frac{E_i^j - E_{i-1}^j}{h} &= N_g - N_a + (p_i^j - n_i^j + p_{i-1}^j + n_{i-1}^j) \cdot 0,5\end{aligned}\quad (6)$$

$$I_{n_i}^j = V_n(E) n_i^j$$

$$I_{p_i}^j = V_p(E) p_i^j$$

$$I^j = 0,5 \cdot (I_{p_i}^j + I_{p_i}^{j-1} + I_{n_i}^j + I_{n_i}^{j-1}) + \frac{E_i^j + E_i^{j-1}}{\tau},$$

где надстрочный индекс j обозначает текущую точку по времени, подстрочный индекс i — текущую точку по расстоянию, h — шаг по расстоянию, τ — шаг по времени.

Для сходимости численного решения к точному необходимо выполнения условий

$$h < \frac{1}{\alpha(E_{\max})} \quad \text{и} \quad \tau \leq \frac{h}{V}. \quad (7)$$

На первом этапе работы программы в рабочие массивы заносятся начальные и граничные условия. По заданному значению напряженности в точке E_{\max} в предположении, что объемный заряд мало меняется за один шаг по времени. Значения коэффициентов в каждой точке находятся для $E = E_i^{j-1} + 0,5(E_{\max}^j - E_{\max}^{j-1})$.

Определяются для всех точек по расстоянию значения n_i^j , p_i^j , $I_{n_i}^j$, $I_{p_i}^j$, I^j , затем вычисляется падение напряжения в активной области и цикл повторяется для следующего шага по времени. Расчет ведется для нескольких периодов,

пока ток не станет периодической функцией, анализ которой позволяет получить величину мощности, отдаваемой в нагрузку, активной и реактивной проводимостей диода.

Используемый метод расчета прост, легко дополняется членами учитывающими процессы рекомбинации, диффузии. Ниже приводятся результаты расчетов для двухпролетного диода на арсенида галлия проколотой структуры на частоте $2 \cdot 10^{10}$ Гц. Расчет проводился при

$$N_a = N_g = 1,9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} \quad x_z = x_g = 1,32 \cdot 10^{-4} \text{ см}$$

$$\alpha_p = \alpha_n = 2,07 \cdot 10^5 \exp \left[- \left(\frac{6,64 \cdot 10^5}{E} \right)^2 \right] \quad (8)$$

$$U = 71 + 21 \cos \omega t.$$

В течении всего периода напряженность поля в пролетных областях обеспечивает дрейф электронов и дырок со скоростями насыщения ($V_n = V_p = 5,4 \cdot 10^6$ см сек $^{-1}$)

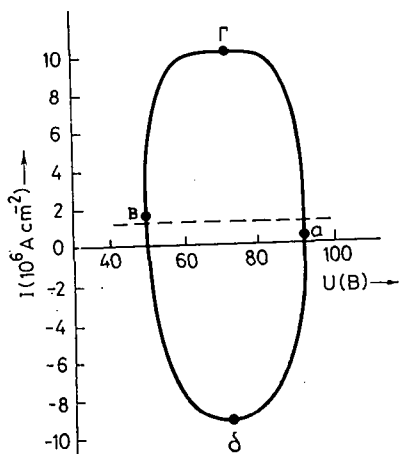


Рис. 1. Зависимость плотности полного тока от напряжения на диоде

На рис. 1. представлена зависимость тока на зажимах прибора от приложенного напряжения, характеризующая фазовые соотношения между ними, пунктиром отмечено значение средней плотности тока. Точка *а* соответствует максимальному значению напряжения; *б*, *в* среднему и *б* минимальному значению приложенного напряжения. Отрицательная активная проводимость при средней плотности тока 1200 Асм^{-2} составила $33 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-2}$, электронный КПД — 17%.

На рис. 2 приводятся распределения поля и плотностей дырочных и электронных токов для моментов времени соответствующих точкам *а*, *б*, *в*, *г* на рис. 1. Объемный заряд носителей заметно понижает поле в зоне лавинного пробоя, импульсы токов формируются к моменту достижения напряжением своего среднего значения. Импульсы, движущиеся в пролетных областях не создают дополнительных максимумов поля достаточных для возникновения лавинного пробоя, к концу периода импульсы частиц выходят из дрейфовой области.

Для того же диода на рис. 3. приведены зависимости отрицательной активной проводимости и электронного КПД от амплитуды переменного напряжения при средней плотности тока 1200 Асм^{-2} .

Программа составлена на языке Алгамс для ЭВМ «Минск—22», при быстройдействии машины в 5 тысяч операций в секунду, время счета одного периода составляет в среднем 20 минут.

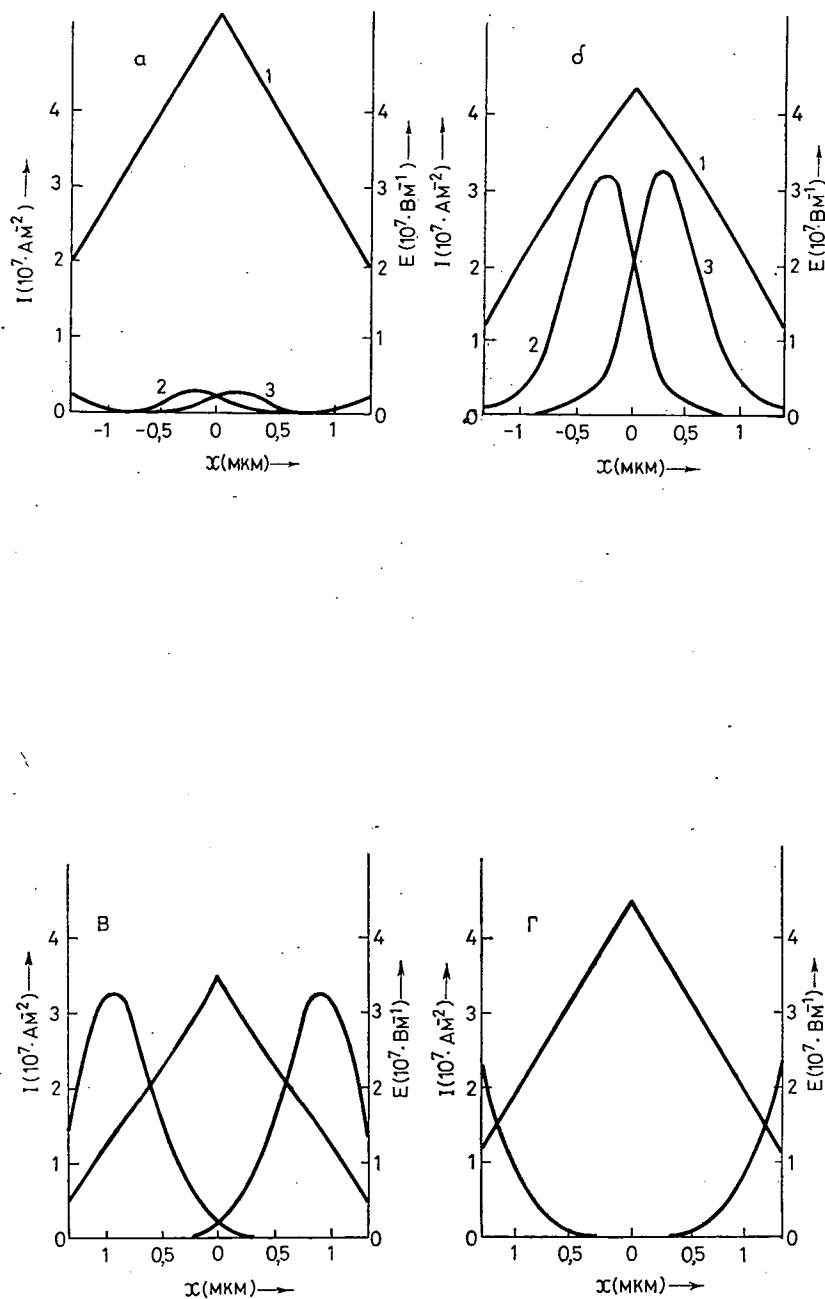


Рис. 2. Распределение электрического поля (1), плотности электронного (2) и дырочного (3) токов в различные моменты периода колебаний

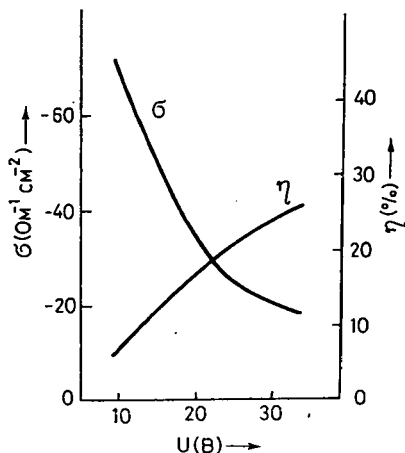


Рис. 3. Зависимость отрицательной активной проводимости (σ) и коэффициента полезного действия от амплитуды переменного напряжения

Выводы

Предложенный метод анализа прост, легко реализуем на ЭВМ и позволяет с хорошей точностью получить информацию об основных динамических характеристиках одно- и двухпролетных IMPATT-диодов в широком диапазоне частот, с заданными распределениями концентраций примесей и зависимости коэффициентов лавинного умножения и скоростей от поля.

Метод решения исходной системы дифференциальных уравнений может быть хорошей основой для расчета других полупроводниковых приборов.

Литература

- [1] Тарег, А. С., В. М. Вальд-Перлов: Лавино-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ, М., «Советское радио» 1968.
- [2] Захаров, А. Л.: Полное описание уточненной модели активной области IMPATT-диода. «Электротехника». «Электронная техника», сер. 2, «Полупроводниковые приборы», 1977.
- [3] Кэррол, Дж.: СВЧ-генераторы на горячих электронах, М. «Мир», 1972.
- [4] Yu, P., W. Tantraporn: IEEE Trans. Elec. Dev. 22, 515 (1975).
- [5] Годунов, С. К., В. С. Рябенский: Разностные схемы, М., «Наука», 1973.

COMPUTER SIMULATION OF THE CHARACTERISTIC OF IMPATT DIODES

K. M. Datiev

A computer simulation method is described to calculate the characteristic of IMPATT generators on the basis of Poisson's equation and charge conservation. The method gives a fast and precise information on the characteristics of IMPATT diodes.